



TITLE:

# 統計力学における二,三の基礎的問題 (確率過程論と開放系の統計力学 II)

AUTHOR(S):

久保, 亮五

---

CITATION:

久保, 亮五. 統計力学における二,三の基礎的問題 (確率過程論と開放系の統計力学 II). 数理解析研究所講究録 1980, 405: 1-11

ISSUE DATE:

1980-11

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/102343>

RIGHT:

## 統計力学における二つの基礎的な問題

東大理学部 久保 亮五

(現在 京大基礎物理学研究所)

1. 等重率原理とエルゴード定理

いうまでもなく、平衡系の統計力学は等重率原理をその基礎としている。すなわち

熟成した孤立系においては、そのミクロ状態の一つ一つは等しい確率をもつ。

ことさら熟成 (aged) などと変った言葉を使ったのは、平衡という言葉を少し注意して使い分けるためである。等重率原理を認めれば、確率モデルとして microcanonical ensemble が設定され、種々の物理量の平均値、もつと一般にはそれらの確率法則をこれから導びくことが統計力学の課題となる。ミクロ状態の集合を  $\mathcal{M}$  とし、その要素を  $P$  とする。ある力学量  $f$  の ensemble average は

$$\langle f \rangle = \sum_{\mathcal{M}} f(P) / \sum_{\mathcal{M}} 1 \quad (1)$$

である。古典的にはエルゴード面上での平均

$$\langle f \rangle = \int \frac{f(P) d\sigma}{|\text{grad } H|} / \int \frac{d\sigma}{|\text{grad } H|} \quad (2)$$

量子的には  $P$  は系の量子状態のひとつひとつである。

等価率原理の証明はエルゴード定理によって与えられると考えられている(そう考えない人々もいる)。古典論でいうとエルゴード定理は、ある位相関数  $f(P)$  について

$$\bar{f} = \langle f \rangle \quad (3)$$

のように表現される。ここに  $\bar{f}$  は長時間平均で、

$$\bar{f} = \lim_{T \rightarrow \infty} \bar{f}_T \quad (4)$$

ただし、 $\bar{f}_T$  は時間  $T$  にわたる時間平均

$$\bar{f}_T = \frac{1}{T} \int_0^T f(P, t) dt \quad (5)$$

$P$  は  $t=0$  での位相点、そこから出発した運動を  $P_t$  とし、

$$f(P, t) = f(P_t) \equiv f_t \quad (6)$$

と記す。 $\bar{f}_T$  は  $P$  によるが、 $\bar{f}$  は  $P$  によらない (Birkoff の第1定理)。

ふつう、 $\bar{f}$  が  $f$  の観測値だという。しかし物理的を測定に要する時間がいつもそんなに長いわけではない。対象と相手になっている時間を観測時間  $T_{obs}$  と呼んで、測定時間とは区別する。測定時間を  $T_m$  とし、 $T_m$  は充分短かく、 $T_{obs}$  の間には何回も測定ができる、 $f_t$  の変化を追跡することができると考える。測定される  $f_t$  の値は厳密には  $f_t$  そのものでなく

$T_m$  についての時間平均

$$\hat{f}_t = \frac{1}{T_m} \int_t^{t+T_m} f_{t'} dt' \quad (7)$$

であろう。これは時間についての粗視化である。このような粗視化は統計力学において本質的な意味をもっているが、こゝではしばらく措く。

(7) の  $\hat{f}_t$  も、ひとつの位相関数であるから、一般に位相関数  $f_t$  としてこういうものも含めておく。熱成した系で、 $f_t$  の時系列をひとつの確率過程とみなそう。 $f_t$  の functional として

$$F[f_t, \xi, P] = \exp\left\{i \int_0^\infty \xi(t') f(P, t+t') dt'\right\} \quad (8)$$

を考える。こゝに  $\xi(t')$  は任意の関数、 $P$  は初期位相である。これもまたひとつの位相関数である。これについてエルゴード定理

$$\overline{F[f_t, \xi, P]} = \langle F[f_t, \xi, P] \rangle \quad (9)$$

が成立つとすれば、確率過程  $f_t$  は定常であり、等重率原理による初期集団から出発して力学系の運動によって生成されることになる。

エルゴード性は一般には、力学系の性質とともに、考える位相関数の性格に依つてもよいことである。もし、位相関数をあまり限定することなく、一般的に(9)までを含めたエル

ゴード定理が証明されるならば、それは等重率の原理の証明として受取ってよさそうに思われる。

## 2. エルゴード的な時間

さて、エルゴード性は再帰性に関係している。もし再帰性がなければ、 $\mathcal{M}$  の集合の一部は aged system では実現されていないことになる。もちろん、再帰の概念は、位相空間の各点に賦与すべき近傍  $\varepsilon(P)$  の定義によるが、然るべき定義を  $T$  として再帰時間を  $T_{rec.}$  としよう。また

$$\overline{f_t} \sim \overline{f} \quad t > T_{erg} \quad (10)$$

であるような時間  $T_{erg}$  をエルゴード的な時間 ergodic time と呼ぶことにしよう。エルゴード定理が再帰性と分ち難いものならば

$$T_{erg} > T_{rec.} \quad (11)$$

と考えなければなるまい。

ところで、マクロな系については、 $T_{rec.}$  は恐ろしく長い筈である。たとえば、箱にはいつた気体分子  $N$  個が、 $t=0$  ではその一部分にかたまっているなど、著しく不均一な状態にあったとしよう。時間の経過とともに気体は均一な平衡状態に向う。この変化に要する時間は緩和時間  $T_{relax.}$  である。これはもちろん、系の性質、不均一性によるが、とモカ

く物理的な時間である。再帰定理によれば、不均一な初期状態へも必ず再帰する。ただその再帰時間は宇宙の生命よりももっとも長いから、平衡への非可逆的な進行しか経験されない。不均一な状態の集まりは非平衡に対応する部分集合  $\mathcal{M}_{\text{noneq}}$  を形成し、均一な状態は平衡に対応する集合  $\mathcal{M}_{\text{eq}}$  をつくる。

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{\text{eq}} + \mathcal{M}_{\text{noneq}} \quad (12)$$

であるが、 $\mathcal{M}_{\text{eq}} \gg \dots \gg \mathcal{M}_{\text{noneq}}$ 、 $\mathcal{M}$  のうちの圧倒的な大部分は平衡状態で占められている。したがって aged の状態では殆んど確実に平衡状態が実現されているのである。しかし、 $\mathcal{M}_{\text{eq}}$  に属するミクロ状態の再帰時間は、平衡  $\rightarrow$  非平衡の時間と同程度以上に長い。すなわち、マクロな系においては一般に Poincaré の再帰時間  $T_{\text{rec}}$  は現実とは全くかけ離れた長さである。したがって、このような再帰性に結びついたエルゴード定理は物理学とは関係がない話といわなければならない。

$T_{\text{rec}}$  がそのように長いとすれば観測時間  $T_{\text{obs}}$  のあいだに  $\mathcal{M}$  の中で訪されるミクロ状態は実はその中のごくごく小さな一部分にすぎない。とすれば、等重率原理の意味は何だろうか。もともとは、 $\mathcal{M}$  のそれぞれのミクロ状態が等しい確率で実現される、というのであるが、実際にはそんなこ

とはあり得ない。一方, aged system が平衡にある, というのはミクロ状態に等重率を与えればこそである。ここには一つのジレンマがある。

このジレンマを解く鍵は, 物理的な系のもつ高い対称性にあると思われる。同種の粒子は本質的に indistinguishable である。古典的には  $N$  個の粒子系の位相空間は  $N!$  重の重なりをもっていて, ミクロ状態は distinguishable の場合の  $1/N!$  に減らされる。これは明らかに  $T_{rec}$  をずっと短かくする。

しかし, これだけではまだ足りない。多分,  $T_{obs} \sim T_{relax}$  くらいの時間のあいだに実現され得る (了解され得る)  $\mathcal{M}$  の部分集合  $\mathcal{M}_1$  は  $\mathcal{M}_{eq}$  の良いミニマムになっているものと思われる。もしそうであれば,  $\mathcal{M}$  全体に等重率原理を假定することはすくなくも結果としては正しい答を与える。なぜならば  $\mathcal{M}$  は実質的に  $\mathcal{M}_{eq}$  と同昇であるからである。

体積  $V$  の箱に隔壁をつくり  $V/n$  の小室にこれを区分し, 各  $n$  に  $N/n$  の分子をいれる。この操作によって, 粒子の不均一な分布に対応する非平衡状態は,  $\mathcal{M}$  の中から大幅に除かれてしまう。一つの小室に閉じこめられた気体のミクロ状態の集合を  $\mathcal{M}_1$  とすれば

$$\mathcal{M} \supset \mathcal{M}_1 \times \mathcal{M}_1 \times \cdots \times \mathcal{M}_1$$

この差は非平衡状態である。 $\mathcal{M}_1$  は  $\mathcal{M}_e$  の縮刷版であるが,

$N/n$  が大きい限り、似たものである。 $\mathcal{M}_1$  にエルゴード性  
を成立たせる時間が、物理的な時間  $T_{obs}$  であればジレンマは解  
消する。

合金の問題などを考えるのに、試料の端から端まで観測時  
間のあいだに原子が *migrate* してゆかなくてもよい。等重率  
原理は *fictitious* ではあるが、平衡系を考える限りにおいて  
それは正しい。

しかし、こう考えてくると、エルゴード定理を統計力学の  
基礎とするためには、あまりに抽象的な力学系でのエルゴード  
性では意味がないように思われる。多粒子系の漸近的性質  
としてこれを証明しなければならないのであろう。そのとき、  
物理的な系のもつ高い対称性、問題にする物理量の性格を含  
め、 $T_{erg.}$  が物理的な時間をもつことを示さなければなら  
ない。

物理的な *approach* としてはこの観念は別に新しいわけ  
はない。実際の多粒子系について、古典力学、あるいは量子  
力学の運動方程式から出発し、何らかの方法でこれを確率化  
することはたえず行なわれている。しかし、それらはそれぞ  
れに妥当な近似を求めているので、エルゴード定理が本来目  
指したようなすっきりした一般性をもっていない。果してそ  
のような一般性をもつて多粒子系の統計力学の基礎を再び確



めることが可能かどうか、私にはたいへんむづかしい問題のように思われる。

### 3. 断熱定理と量子状態 熱力学第3法則

エルゴード定理のもう一つの役割は断熱定理の証明である。自由度が小さい多重週期系ならば、古典的にも量子的にも断熱定理ははつきりした意味をもっているが、多体系ではそう簡単ではない。ハミルトニアン  $H$  がパラメタ  $a$  の関数であり、 $a$  がきわめて徐々に  $\Delta a$  だけの変化を行い、この過程においてエネルギー  $E$  が  $\Delta E$  だけ増したとすれば、

$$\int_{H(a) < E} d\Gamma = \int_{H(a+\Delta a) < E+\Delta E} d\Gamma \quad (13)$$

すなわち位相体積が不変量である、というのが周知の古典的断熱定理である。この証明には

$$\frac{\partial H}{\partial a} = -A \quad (14)$$

に対して (3) の形のエルゴード定理が必要になる。

問題はふたたび、 $T_{\text{erg}}$  である。 $\Delta a$  の変化を行なわせる時間  $T_{\text{ad}}$  は、 $T_{\text{ad}} \geq T_{\text{erg}}$  でなければならぬ。 $T_{\text{erg}}$  がバカバカしく長いのは困る。常識的に  $T_{\text{ad}} \sim T_{\text{relax}}$  について断熱定理が成立つ。そのためには (14) に対するエル

ゴード定理がこのような物理的時間について成立たねばならない。

熱力学的な意味ではこれは trivial のようにも思える。もし  $A$  が熱力学的な量であるならば, 'aged system' において  $A$  は殆んど確実に平衡値をもつ。  $\mathcal{M}$  の中の  $\mathcal{M}_e$  において, もろろんそのゆらぎはあるが, ゆらぎは小さく, ほとんど一定値をもつ。ミクロ状態はまた, 確実に  $\mathcal{M}_e$  の中にあるからその時間的发展においても  $A$  の値はほとんど一定である。したがって (3) が成立つ。

しかし, 量子系において, 量子数が断熱的不変<sup>2)</sup>, という少数自由度系での定理を, 多体系に持ちこむことはできない。これは本質的に  $T_{eq.}$  がミクロな意味では unphysical に長いからである。

多体系の状態密度  $\Omega(E)$  は粒子数(自由度)  $N$  が大きい時

$$\Omega(E) \sim \frac{1}{\varepsilon_0} \exp \left\{ N \phi \left( \frac{E}{N\varepsilon_0} \right) \right\} \quad (15)$$

のような形をもつ。ここに  $\varepsilon_0$  はその系を特徴づけるあるエネルギーである。  $N$  を十分に大数とすれば,  $\Omega(E)$  はひじょうに大きく,

$$\hbar / \delta E \sim \hbar \Omega \quad (16)$$

はひじょうに長い。  $\hbar / \delta E$  はあい隣り量子状態のエネルギー

一差で、(16)は古典的には  $T_{rec.}$  に当る。  $T_{rec.} \gg \gg T_{obs}$  ということは、観測時間が物理的な長さである限り、マクローナ多体系における個々の量子状態は全く unphysical なものであることを意味している。

孤立系のミクロ状態の一つ一つも、系全体の量子状態の一つ一つということは方便であって文字通り受取るべきではないであろう。あるエネルギーの幅  $\Delta E$  の中にある量子状態のすべては、あるヒルベルト空間を定義しているだけである。

マクローナ多体系については、その基底状態もやはり unphysical であろう。エネルギー最低の量子状態が唯一つ存在する、と試してみたとこりであまり意味はない。熱力学第3法則が量子法則であるにはちがいないが、 $S = k \log W$ ,  $W=1$  だから  $S=0$  というのは本当の証明にはならない(しかし、むづかしいことをいって初学者を迷わすので、私もそうは書いたが、本当はいけなのだと思う)。

その意味では、熱力学第3法則には証明がない。理想的なフェルミ粒子、ボーズ粒子系についてはもちろん証明は容易であるが、相互作用のある系について一般的な証明はどうしたらよいのであろうか。最低状態というよりも、最低状態とその付近について粒子数  $N$  が大きいところでの漸近的性質をしらべ、 $T \rightarrow 0$  で

$$S(T)/N \rightarrow 0$$

であることはいわなければならぬ。これもまた、統計力学の基礎として残された問題である。

統計力学はもう100年を越えた。この半世紀、四半世紀の間に面目を一新した進歩があった一方、残っている問題はいつまでも残っている。それも本当に基礎的なところである。そういうことは物理では必ずしもめずらしくはなく、「証明」がなくとも確かなことは間違いない。しかし間違いはなくとも、その意味がわかっているだろうか。量子力学的観測の問題なども似た例である。

こゝでは、マクロな系の大きさに関連する問題を取上げてみた。統計力学の基礎づけとしては、大きさについての漸近的性格に正面から取り組まないと本当ではないのではないかと、ということである。話は平衡系に限ったが、非平衡系でも同じことであろう。非平衡系には平衡系の場合のような一般的原理はない。かろうじて線型応答理論のようなものが、限られた範囲でこれに当るが、これは平衡系統計力学を基礎とするところに一般性の根拠があるのである。

結局、考えはまとまらないが一つの心算えとしてこれを書いた。大変おそくなつたこととお詫びする。1980. 9. 22